

明 細 書

フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結合体、強磁性
フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情
5 報処理装置および情報記憶装置

技術分野

この発明は、フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結
合体、強磁性フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報
10 記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置に関し、特に、新規な原
理に基づいたものである。

背景技術

強磁性を示す材料は広く記憶媒体に用いられ、現在の技術を支えて
15 いる。バルクの磁性材料のみならず、層構造により様々に設計された
磁性材料が応用され、例えば光磁気ディスク（MOディスク）に用い
られている。将来の磁性材料の研究開発も盛んに行われており、近年、
粉末磁性体、つまり、磁性微粒子なども興味を持たれている（(1)J.M.
L. Billas, A. Chatelain, W. A. de Heer, Science, 265, 1682(1994) (2)D. G
20 atteschi, A. Caneschi, L. Pardi, and R. Sessoli, Science, 265, 1054(199
4)）。

一方、情報処理を担う物理系として、内在する非線形性は必須のも
のである。素子として線形な応答をするものも用いられるが、これは
能動素子にはなり得ない。従来から用いられてきた素子として、ある
25 程度の非線形な応答が見られる材料を用いた電子素子がある。例えば、
電流－電圧特性に非線形性があるものとして、微分負抵抗を示す二端

子素子が挙げられる。もちろん、三端子素子として、MOS-FETは現代の技術を支えている。そして、これらの非線形性を持つ電子素子を線形な電子回路で結合し、非線形性を持つ情報処理装置を構築することにより、任意の計算を実行することができる。

5 しかしながら、そのような電子回路では、高度に集積化することによる困難が問題になってきている。例えば、発熱の問題である。内在する電気抵抗に起因するこの発熱は、電子素子の非線形性を生み出すために必須であり、情報処理を実行するのに不可欠であって、本質的である。

10 この困難を回避するため、要素素子の非線形性を高めることで素子数を減らす試みがなされてきた。この方向を発展させると必然的に、要素素子がカオスを示す程に強い非線形性を持つものが望まれてくる。カオスを示す古典的な系を量子化したとき、その量子系の振る舞いを特徴付けるのが量子カオスである。

15 一方で、要素素子が微細化されて行くと、その素子に閉じ込められた電子は量子力学的粒子として振る舞うことになる。従って、この観点より、量子カオスを示す要素素子に期待が集まっている。

20 さらに、固体材料の電子・光素子への応用を考える時、その材料の持つ物性値が用途に制約を与えることがある。例えば、半導体材料を発光素子に利用する場合、その材料のバンドギャップに対応する発光波長のデバイスに応用することはできるが、発光波長を変えるためには工夫が必要である。半導体のバンドに係わる物性値に関しては、超格子によって制御が実現されている。具体的には、超格子の周期を変えることによって、サブバンドのバンド幅を制御することができ、
25 発光波長を設計することができる。

さて、多電子状態の構造を材料設計により制御することを目指し、

本発明者は量子ドット結合体による多体効果工学を提唱し、理論的解析を行ってきた ((3)US patent 5,430,309 (4)US patent 5,663,571 (5)US patent 5,719,407 (6)US patent 5,828,090 (7)US patent 5,831,294 (8)J. Appl. Phys. 76, 2833(1994) (9)Phys. Rev. B51, 10714(1995) (10)Phys. Rev. B51, 11136(1995) (11)J. Appl. Phys. 77, 5509(1995) (12)Phys. Rev. B53, 6963(1996) (13)Phys. Rev. B53, 10141(1996) (14)Appl. Phys. Lett. 68, 2657(1996) (15)J. Appl. Phys. 80, 3893(1996) (16)J. Phys. Soc. Jpn. 65, 3952(1996) (17)Jpn. J. Appl. Phys. 36, 638(1997) (18)J. Phys. Soc. Jpn. 66, 425(1997) (19)J. Appl. Phys. 81, 2693(1997) (20)Physica(Amsterdam)229B, 146(1997) (21)Physica(Amsterdam)237A, 220(1997) (22)Surf. Sci. 375, 403(1997) (23)Physica(Amsterdam)240B, 116(1997) (24)Physica(Amsterdam)240B, 128(1997) (25)Physica(Amsterdam)1E, 226(1997) (26)Phys. Rev. Lett. 80, 572(1998) (27)Jpn. J. Appl. Phys. 37, 863(1998) (28)Physica(Amsterdam)245B, 311(1998) (29)Physica(Amsterdam)235B, 96(1998) (30)Phys. Rev. B59, 4952(1999) (31)Surf. Sci. 432, 1(1999) (32)International Journal of Modern Physics B. Vol. 13, NO. 21, 22, pp. 2689-2703, 1999)。例えば、量子ドット間のトンネル現象と量子ドット内の電子間相互作用とを調整することにより、様々な相関電子系が実現されるであろうと期待されている。

いま、近接量子ドット間のトンネル・トランスファーを t と書くことにする。そのとき、量子ドットが正方格子状に並んでいるとすれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 4t$ である。もし量子ドットが一次元チェーンとして形成されていれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2t$ である。三次元的な量子ドットアレーならば $T_{eff} = 6t$ である。つまり、量子ドットアレーの次元性が D ならば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2Dt$ であった。

磁性材料を記憶媒体に用いる場合、例えば記憶の消去を行うために、強磁性相転移温度より高い温度に熱することが必要となる場合があり、これが応用上の制約となる。従って、仮に加熱を行うことなく、なにがしかのパラメータを変化させることによって、強磁性相転移温度を
5 制御することができるならば、様々な技術的応用の可能性が広がる
ことが期待される。

一方、量子カオスを用いた素子については、フラクタル形状を持つ量子系において、その自己相似性に起因する状態密度の縮退が存在することが知られ、それ自身有用なものであるが、その系の示す量子カ
10 オスはGOE (Gaussian orthogonal ensemble) 分布で規定され、量子カオスとしては比較的弱いものであった。このため、より強い量子カオスの実現が望まれている。

さらに、ハーフ・フィルド (half-filled) (量子ドット一個あたり一電子) のモット (Mott) 転移 (モット (Mott) - ハバード (Hubbard) 転移またはモット金属 - 絶縁体転移とも呼ぶ) を考える。量子ドット内の実効的電子間相互作用を U_{eff} と書くことにすると、このモット絶縁体側でのハバード・ギャップは $\Delta = U_{eff} - T_{eff}$ ではば記述
15 されることから、 U_{eff} や t を変えることでモット転移を制御することができることになる。既に提案しているように、電界効果によって、
20 U_{eff} 、 t を調整してモット - ハバード転移を制御することができ、電界効果素子に应用可能であるが (上記文献 (7) (8) (13) (16))、電界以外のパラメータの制御によりモット - ハバード転移を制御することができれば、応用の可能性が増大し、望ましい。

従って、この発明の目的は、従来のように加熱を行うことなく、強
25 磁性相転移などの相転移を制御することができるフラクタル結合体の相転移の制御方法を提供することにある。

この発明の他の目的は、上記の制御方法を適用することができるフラクタル結合体および強磁性フラクタル結合体を提供することにある。

この発明のさらに他の目的は、上記の制御方法またはフラクタル結合体を用いた情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置を提供することにある。

発明の開示

本発明者は、上記課題を解決すべく鋭意検討を行った結果、フラクタル結合体を用いた系においては、フラクタル次元が相転移の生起と密接な関係を有しており、フラクタル次元を制御することにより、相転移を制御することができることを見出した。この相転移は、具体的には、強磁性相転移、モットーハバード転移、量子カオスの発生を通じたアンダーソン転移など、多彩である。この相転移は、相転移前後の相状態を情報と関連付けることにより、情報記憶、より一般的には情報処理に応用することが可能である。

この発明は、本発明者による以上の検討に基づき、さらに種々の観点より検討を行った結果、案出されたものである。

すなわち、上記課題を解決するために、この発明の第1の発明は、フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御するようにした

ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法である。

この発明の第1の発明においては、温度変化による相転移を利用する場合、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御する。特に、フラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体である場合には、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御する。この強磁性フラ

クタル結合体においては、フラクタル次元を2.5以上に設定することにより、著しい相転移温度の変化を得ることができる。

また、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することによりフラクタル結合体における量子カオスの発生を制御し、これを通してアンダーソン（局在）転移を制御するようにしてもよく、これは、例えば、磁性不純物が添加されたフラクタル結合体に適用することが可能である。

さらに、相転移は金属－絶縁体転移であってもよく、これは、ハーフ・フィルドの電子密度に制御されたフラクタル結合体において好適なものである。このようなフラクタル結合体としては、具体的には、量子ドット、例えば化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されたものが用いられる。

この発明の第2の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる
ことを特徴とする強磁性フラクタル結合体である。

この発明の第2の発明においては、典型的には、磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定される。特に、著しい相転移温度の変化を得るためには、磁性材料のフラクタル次元が2.5以上に設定される。磁性材料は、例えば、磁性微粒子ないしは磁性原子の形態をとる。そのほか、その性質に反しない限り、この発明の第1の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

この発明の第3の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されて
いる

ことを特徴とするフラクタル結合体である。

この発明の第 3 の発明において、典型的には、ランダムな磁場は、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加される。このランダムな磁場は、より強い量子カオスを示す系を、磁場の効果によって実現することと、フラクタル形状の持つ自己相似性を両立させるために導入されるものである。このような磁性不純物が添加されたフラクタル結合体においては、自己相似的強結合量子カオスを実現することができる。

この発明の第 4 の発明は、
自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する
ことを特徴とするフラクタル結合体である。

この発明の第 4 の発明においては、典型的には、電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット金属－絶縁体転移が存在し、かつ、このモット金属－絶縁体転移が系のフラクタル次元により制御されている。このフラクタル結合体は、例えば、化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成することができる。このようなフラクタル結合体は、例えば、半導体装置または電子素子の構成に用いることができる。

この発明の第 5 の発明は、
フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理方法である。

この発明の第 6 の発明は、
フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした
ことを特徴とする情報記憶方法である。

この発明の第 7 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体である。

5 この発明の第 8 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体である。

10 この発明の第 8 の発明においては、例えば、フラクタル結合体において発現する、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用して情報記憶を行うことができる。

この発明の第 9 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

15 ことを特徴とする情報記憶媒体である。

この発明の第 10 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

20 この発明の第 11 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

25 ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 12 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

5 ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 13 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

10 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 14 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

15 ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 15 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

20 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 16 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

25 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 17 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

5 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 5 ～ 第 17 の発明においては、その性質に反しない限り、この発明の第 1 ～ 第 4 の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

10 上述のように構成されたこの発明によれば、従来のように加熱を行わず、フラクタル次元の制御によりフラクタル結合体の相転移を制御することができ、これを利用して情報記憶を始めとする多彩な情報処理を行うことができる。

15

図面の簡単な説明

第 1 図は、この発明の第 1 の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図、第 2 図は、この発明の第 1 の実施形態における二次元円盤上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 3 図は、この発明の第 1 の実施形態における円盤上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 4 図は、この発明の第 1 の実施形態における三次元球上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 5 図は、この発明の第 1 の実施形態における三次元球上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 6 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 2$ イジングモデルについての温度と磁化との関係

を示す略線図、第 7 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 6$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 8 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 12$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 9 図は、この発明の第 1 の実施形態における正八面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 10 図は、この発明の第 1 の実施形態における正二十面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 11 図は、この発明の第 1 の実施形態の具体例を示す略線図、第 12 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 0$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 13 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 1$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 14 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 2$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 15 図は、この発明の第 2 の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図、第 16 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図、第 17 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図、第 18 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図、第 19 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図、第 20 図は、この発明の第 3 の実施形態において数値計算により得られた状態密度を示す略線図、第 21 図は、第 20 図におけるモットハバードギャップ近傍の領域を拡大して示す略線図、第 22 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $\alpha = 1$ に固定して U を 4、8、12、16 と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図、第

2 3 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0$
1、 $\alpha = 1$ に固定して U を 2、4、8、16 と変化させたときの状態
密度の変化を示す略線図、第 2 4 図は、この発明の第 3 の実施形態に
おいて三次元球について $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ 、 $U = 8$ に固定して
5 α を 0、1、2 と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図、第
2 5 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0$
1、 $U = 4$ に固定して α を 0、1、2 と変化させたときの状態密度の
変化を示す略線図、第 2 6 図は、この発明の第 3 の実施形態において
 $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、
10 1、2 について U を連続的に変化させたときのハバードギャップの変
化を示す略線図、第 2 7 図は、この発明の第 3 の実施形態において t
 $= 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、
1、2 について U を連続的に変化させたときのフェルミ・エネルギー
上の状態密度の変化を示す略線図、第 2 8 図 A および第 2 8 図 B は、
15 この発明の第 3 の実施形態の具体例を示す略線図である。

発明を実施するための最良の形態

以下、この発明の実施形態について説明する。

まず、この発明の第 1 の実施形態について説明する。この第 1 の実
20 施形態においては、強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元による
転移温度の制御について説明する。

強磁性フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成
し、その上にスピンを配置することにより形成する。

(1) フラクタルの形成

25 まず、Dielectric breakdown model を復習する ((33)A. Erzan, L. Pi
etronero, A. Vespignani, Rev. Mod. Phys. 67, 545(1995) (34)L. Niemeyer,

L. Pietronero, H. J. Wiesmann, Phys. Rev. Lett. 52, 1033 (1984))。

いま、三次元空間の正方格子 S を定義し、その格子点 $(i_1, i_2, i_3) \in S$ 上にスカラーポテンシャル場 $\phi(i_1, i_2, i_3)$ を定義し、これを電位と称する。この電位はラプラス方程式

5

$$\Delta\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad (1)$$

に従うものとする。これから定義する図形 T_n は三次元格子上的格子点の集合であり、 T_0 は $(0, 0, 0)$ のみからなり、 T_{n+1} は順次、
10 以下に与えるルールにより、 T_n に一格子点を付け加えることにより生成される。

まず、 T_n に含まれる各点の電位を 1 とし、無限遠点での電位を 0 とする。つまり、

15

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \longrightarrow \infty \quad (2)$$

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 1 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \in T_n \quad (3)$$

である。この境界条件のもとで方程式 (1) を解き、各格子点の電位を
20 決定する。 T_{n+1} を構成するために T_n に付け加えられるべき格子点は、 T_n に含まれず、 T_n に最近接する格子点の集合 U_n から選ばれる。 U_n に含まれる格子点の数を N_n と書く。

さて、 U_n に含まれる各点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ (ただし、 $m = 1, 2, \dots, N_n$) に対し、その電界強度を

25

$$E_m(\alpha) = |\phi(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m}) - 1|^\alpha \quad (4)$$

と定義する。 U_n のある点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ が選ばれる確率は、その電界強度 $E_m(\alpha)$ に比例する。つまり、その確率は

$$p_m(\alpha) = \frac{E_m(\alpha)}{\sum_{j=1}^{N_n} E_j(\alpha)} \quad (5)$$

である。

以上の操作を繰り返すことで T_n を構成して行く。理想的なフラクタルは、無限に繰り返した極限集合

$$T_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} T_n \quad (6)$$

であろう。また、 $\alpha = 1$ の場合、上記と Diffusion limited aggregation による図形生成の結果は一致する ((35) T. A. Witten, Jr. and L. M. Sander, Phys. Rev. Lett. 47, 1400 (1984) ; Phys. Rev. B 27, 5686 (1983))。様々な α について数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第 1 図にまとめて示す。

(2) フラクタル上のスピン系

(1) で定義されたフラクタル上に、強磁性体を記述するスピン系を定義しよう。 T_n の元である格子点

$$r_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (7)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $r_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン系を考えよう。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} S_p \cdot S_q \quad (8)$$

S_p が p サイトのスピンのである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間でのみスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

$$Z = \sum_{\{S_p\}} e^{-H/T} \quad (10)$$

ただし、和の記号内の $\{S_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

$$M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^{n+1} \langle S_p \rangle \quad (11)$$

ただし、期待値 $\langle S_p \rangle$ は

$$\langle S_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{S_p\}} S_p e^{-H/T} \quad (12)$$

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に M はスピン空間におけるベクトル量であるが、その絶対値 $M = |M|$ を計算する。

さて、第 1 の例としてポッツモデルを考える ((36) F. Y. Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235 (1982))。このモデルではスピンとして、

$$S_p = \left(\cos \frac{2\pi n_p}{N}, \sin \frac{2\pi n_p}{N} \right) \quad (13)$$

が用いられる。ただし、 $n_p = 0, 1, 2, \dots, N-1$ である。
 $N=2$ の場合はイジング・モデルと同一であり、 $N=2$ 、 $N=6$ 、 $N=12$ に関し、シミュレーションを実行した。第2の例として、スピン状態として、正8面体、正20面体の頂点に状態をとるものを考える。正8面体の場合、頂点の数は6であり、正20面体の場合は12である。これらのスピン系に関し、モンテカルロ法を用いて自発磁化を計算する。以下の例では、10000モンテカルロ・ステップを用いた。また、フラクタルは各 α に対して10000ステップの成長を行ったもの、つまり $n=10001$ のフラクタルを利用した。

フラクタル上の磁性に関する結果を示す前に、通常の二次元、三次元系に関して自発磁化の計算結果を示しておこう。まず、二次元の場合では10001サイトを円盤状(disk)に配置したものを用いた。
 第2図に二次元円盤上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合、転移温度 T_c は $T_c \sim 2.3$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では $T_c \sim 1.1$ となっている。第3図に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.0$ 、正20面体モデルでは $T_c \sim 0.7$ となっている。

さて、三次元の場合へ進もう。このとき、10001サイトを球状(ball)に配置したものを用いた。第4図に三次元球上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合では $T_c \sim 4.2$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では、 $T_c \sim 2.1$ となっている。第5図に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.6$ 、正20面

体モデルでは $T_c \sim 1.5$ となっている。

本題の、フラクタル状構造上におけるスピン系の自発磁化を見てみよう。第6図に、 $N=2$ イジング・モデルの結果を示す。第7図には $N=6$ 、第8図には $N=12$ のポッツモデルに関して結果を示す。また、第9図では正8面体モデルの結果を、第10図では正20面体モデルの結果が示されている。フラクタルのパラメータ α は0、0.4、0.8、1.2、1.6、2としてあり、 $\alpha=0$ の時フラクタル次元は3に近く、 α の増加に伴い徐々に減少し、 $\alpha=2$ でフラクタル次元は2.1ほどになる。いずれの場合も、 α の増加に伴い、 T_c が減少して行くことが分かる。第6図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 4.1$ から $T_c \sim 1.0$ の変化が見られている。第7図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2.1$ から $T_c \sim 0.4$ の変化が見られている。第8図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。第9図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.6$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。第10図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.3$ から $T_c \sim 0.3$ の変化が見られている。いずれの場合も、 α の値を設定することによって、十分広い温度範囲で強磁性体としての相転移温度が制御されている。

また、フラクタル次元が2.5より大きな領域では、相転移温度は極めて敏感に変化していることが分かる。従って、この領域のフラクタル結合体を用いると効率の良い転移温度の変調が得られる。

この第1の実施形態による強磁性フラクタル結合体の具体例を挙げると、例えば第11図に示すようなものである。すなわち、第11図に示すように、強磁性材料の原子1を基板2上に配置し、例えば走査型トンネル顕微鏡（STM）で用いられる針3を用いてこれらの原子

1 の配置をフラクタル状に再配置させる。原子 1 の間の間隔が十分に小さければ、原子間の結合が電子の移動により生じ、磁性体として振る舞う。この原子 1 のフラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体となる。

- 5 次に、この発明の第 2 の実施形態について説明する。この第 2 の実施形態においては、自己相似的強結合量子カオスを実現する磁性不純物添加のフラクタル結合体の制御について説明する。

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

10 (1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第 1 の実施形態の (1) と同様に行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを第 12 図、第 13 図および第 14 図に示す。第 12 図は $\alpha = 0$ 、第 13 図は $\alpha = 1$ 、第 14 図は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第 15 図にまとめて示す。

15 (2) フラクタル上の電子系

(1) で定義されたフラクタル上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

20

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (14)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

25

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (15)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (16)$$

5 と定義される。ここで、トランスファー $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} \exp(i\theta_{p,q}) & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (17)$$

を採用する。ただし、 $\theta_{p,q} = -\theta_{q,p}$ は

10

$$0 < \theta_{p,q} < 2\pi r \quad (18)$$

15

20

25

を満たすランダムな実数である。変動幅は r で調整されている。このモデルでは最近接サイト間のみでホッピングが可能である。そして、そのホッピングに伴い、場所によりランダムな位相因子 $\theta_{p,q}$ が付け加わる。格子点を一周するループでこの位相因子を積分すれば、そのループを貫く磁束になるので、 $0 < \theta_{p,q} < 2\pi r$ のランダムな分布に対し、局所的には磁場が導入されていることになる。この磁場は、強度、方向ともに全くランダムであり、空間的に平均をとるとゼロ磁場となるので、系のフラクタル性を破壊することはない。本文で論じている樹状フラクタルの自己相似性は、本来ランダムな過程を経て形成されていることもあり、空間的平均の範囲で存在するものである。上記ランダム磁場は、空間的平均をとると消失してしまうので、樹状フラクタルの自己相似性を破壊しないのである。後ほど、自己相似性に起因する状態密度の縮退は、ランダム磁場によって壊されない。 $r = 0$ の場合、ランダム磁場の存在しないモデルに帰着する。

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m|m\rangle \quad (19)$$

5

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (20)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (21)$$

15

を用い、新しい準位

$$\epsilon_0 = 0 \quad (22)$$

20

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (23)$$

へ変換する。ここで、

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (24)$$

25

である。系の状態密度 (the density of states) は

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (25)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

5

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (26)$$

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ_3 統計量を計算する。参考文献 ((37) L. E. Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (38) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991)) にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

20 可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Poisson 分布のもの

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (27)$$

25

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (28)$$

となり、最も弱い量子カオスである G O E 分布に従う系では、

$$P_{\text{GOE}}(s) = \frac{\pi s}{2} e^{-\pi s^2/4} \quad (29)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{\pi^2}{8} - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (30)$$

となる。ここで、 γ はオイラ一定数である。第 16 図および第 17 図に $r = 0$ での量子準位統計を示す。 α が減少して行くに従い、Poisson 分布から G O E 分布へと変化している。磁性不純物なしの樹状フラクタルにおいて、 α が小さい場合に発現する量子カオスが G O E 分布で特徴付けられる。 $P(s)$ の $s \sim 0$ の領域に注目すべきである。可積分系の場合、 $P(s) \sim 1$ であり、一方、G O E 分布の場合 $P(s) \propto s$ であって、 $s \sim 0$ の領域では、準位間隔の存在確率がエネルギー差 s の一次に比例している。

一方で、この第 2 の実施形態の磁性不純物を伴う場合 $r = 1$ を第 18 図および第 19 図に示す。 α が減少して行くに従い、Poisson 分布から G U E (Gaussian unitary ensemble) 分布へと変化している。この G U E 分布では

$$P_{\text{GUE}}(s) = \frac{32s^2}{\pi^2} e^{-4s^2/\pi} \quad (31)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (32)$$

となり、 $s \sim 0$ の領域では $P(s) \propto s^2$ となって、より強く $P(s)$ の値が抑制されている。従って、磁性不純物を導入することによって、G U E 分布で特徴付けられるより強い量子カオスが生じることが分か

った。

このような強い量子カオスの発生を通して、磁性不純物添加のフラクタル結合体においてアンダーソン転移を制御することができる。

磁性不純物添加のフラクタル結合体の具体例を挙げると、Cuで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、GaAsで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、などである。ドーピングする磁性不純物は、一般には、その不純物準位がバルクの量子準位と重ならないようなものである。

次に、この発明の第3の実施形態について説明する。この第3の実施形態においては、フラクタル結合体のフラクタル次元によるモットーハバード転移の制御について説明する。

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

(1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第1の実施形態の(1)と同様にして行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを第12図、第13図および第14図に示す。第12図は $\alpha = 0$ 、第13図は $\alpha = 1$ 、第14図は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第15図にまとめて示す。

(2) フラクタル上の電子系

(1)で定義されたフラクタル上に電子系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (33)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $r_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (34)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下で定義される。

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{i,j} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (35)$$

電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (36)$$

を採用する。また、 j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad \text{とその和} \quad \hat{n}_j = \sum_{\sigma} \hat{n}_{j,\sigma} \quad \text{を定義する。}$$

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン

$$\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N} \quad \text{を導入する。ただし、} \hat{N} = \sum_j \hat{n}_j \quad \text{である。ここで} \quad (37)$$

問題とするハーフフィールドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィールドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (37)$$

演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (38)$$

$$5 \quad \hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (39)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,\uparrow}^\dagger \hat{c}_{i,\uparrow} \hat{c}_{i,\downarrow}^\dagger \hat{c}_{i,\downarrow} + \hat{c}_{i,\uparrow} \hat{c}_{i,\uparrow}^\dagger \hat{c}_{i,\downarrow} \hat{c}_{i,\downarrow}^\dagger \quad (40)$$

$$10 \quad \hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (41)$$

によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A} 、 \hat{B} に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

$$15 \quad \langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (42)$$

である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (43)$$

20 は特に重要である。それは、小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

$$- \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (44)$$

25 がサイト j の局所状態密度、

$$-\sum_{j,\sigma} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (45)$$

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0.0001$ を用いることにする。

5 系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (46)$$

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

10

$$i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (47)$$

が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する ((39) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994))。もし、p サイトが j サイトの最近接サイ

15

トであった場合、

$$\langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (48)$$

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベレー格子のときに
20 厳密になるとのことであるが、我々の場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle, \quad (49)$$

25

ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (50)$$

を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

$$i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle. \quad (51)$$

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (52)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (53)$$

という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られた。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma}. \quad (54)$$

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、 $G_{j,\uparrow} = G_{j,\downarrow}$ を仮定して以下の計算を行う。

数値計算により得られた状態密度を第20図に示す。樹状フラクタルとして $n = 10001$ サイトを用いた。この計算では、 $t = 1$ 、 $U = 12$ を用い、 $\alpha = 0, 1, 2$ とした。バンドが左右に分離しており、左側が下側ハバードバンド (Lower Hubbard band)、右が上側ハバードバンド (Upper Hubbard band) である。下側ハバードバンドのみが電子で満たされ、左右間の状態密度ゼロの領域がモットハバードギャップである。モットハバードギャップ近傍の領域を拡大したものが第

2 1 図である。 α の増加に伴い（フラクタル次元の減少に伴い）、モットハバードギャップが増加して、絶縁性が増すことが分かる。Uの変化に伴うモット転移に関し、状態密度を示しておこう。 $t = 1$ 、 $\alpha = 1$ として、 $U = 4, 8, 12, 16$ と変化させたものが第22図である。サブバンド中央に存在する状態密度のピークは、フラクタル性により生じた状態の縮退からなるものである。

$t = 1$ 、 $n = 10001$ と固定し、数値計算により得られた状態密度の例として、 $\alpha = 1$ と固定し、 $U = 2, 4, 8, 16$ としたものを第23図に示す。また、 $U = 8$ とし、 $\alpha = 0, 1, 2$ としたものと10001サイトの三次元球（3D-ball）での結果を第24図に示す。第25図は、 $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、Uを連続的に変化させてハバードギャップをプロットしたものである。第26図は、同様に $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、Uを連続的に変化させて、フェルミ・エネルギー上の状態密度をプロットした。モット転移の起こる臨界電子間相互作用U。において、ハバードギャップが出現し、フェルミ・エネルギー状の状態密度が消失することがよく分かる。そして、その臨界値U。が α により制御されている。

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体の具体例を挙げると、1価金属で形成されたフラクタル結合体や、 V_2O_5 で形成されたフラクタル結合体などである。

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体は、化合物半導体ヘテロ接合による量子ドットアレーにより構成してもよい。その一例を第28図Aおよび第28図Bに示す。ここで、図28Aは断面図、図28Bは量子ドットアレーの配置を示す平面図である。

第28図Aおよび第28図Bに示すように、このフラクタル結合体

は、i 型 GaAs からなる GaAs 量子ドット 11 をフラクタル状に配置し、それを i 型 AlGaAs 12 により閉じ込めた構造を有する。ここで、GaAs 量子ドット 11 による量子ドットアレーは、最近接量子ドット間で電子のトンネルが許容されるように形成されている。

- 5 以上、この発明の実施形態につき具体的に説明したが、この発明は、上述の実施形態に限定されるものではなく、この発明の技術的思想に基づく各種の変形が可能である。

- 10 以上説明したように、この発明によれば、フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより、加熱を行わなくても、相転移を制御することができる。そして、この相転移を利用して情報記憶、より一般的には情報処理を行うことができる。

請 求 の 範 囲

1. フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御するようにした
- 5 ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法。
 2. 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御するようにした
 - ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。
- 10 3. 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御するようにした
- ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。
- 15 4. 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を 2.5 以上に設定するようにした
- ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。
- 20 5. 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより上記フラクタル結合体における量子カオスの発生を制御するようにした
- ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。
- 25 6. 上記フラクタル結合体は磁性不純物が添加されたフラクタル結合体である

ことを特徴とする請求の範囲 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

7. 上記相転移はアンダーソン転移である

5 ことを特徴とする請求の範囲 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

8. 上記相転移は金属－絶縁体転移である

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

10 9. 上記フラクタル結合体はハーフ・フィルドの電子密度に制御されている

ことを特徴とする請求の範囲 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

10. 上記フラクタル結合体は量子ドットのアレーにより構成されている

15 ことを特徴とする請求の範囲 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

11. 上記量子ドットは化合物半導体ヘテロ接合により形成されている

20 ことを特徴とする請求の範囲 10 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

12. 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる

ことを特徴とする強磁性フラクタル結合体。

13. 上記磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定される

25 ことを特徴とする請求の範囲 12 記載の強磁性フラクタル結合体。

14. 上記磁性材料のフラクタル次元が 2.5 以上に設定される

ことを特徴とする請求の範囲 1 2 記載の強磁性フラクタル結合体。

1 5. 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されている

ことを特徴とするフラクタル結合体。

5 1 6. 上記ランダムな磁場が、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 5 記載のフラクタル結合体。

1 7. 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する

10 ことを特徴とするフラクタル結合体。

1 8. 電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット転移が存在し、かつ、このモット転移が系のフラクタル次元により制御されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

15 1 9. 化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

2 0. 上記フラクタル結合体は半導体装置または電子素子を構成する

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

20 2 1. フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理方法。

2 2. フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

25 ことを特徴とする情報記憶方法。

2 3. 多値の情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする請求の範囲 2 2 記載の情報記憶方法。

2 4 . 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

5 2 5 . 多値の情報記憶が可能である

ことを特徴とする請求の範囲 2 4 記載の情報記憶媒体。

2 6 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

10 2 7 . 上記フラクタル結合体において発現する、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用した

ことを特徴とする請求の範囲 2 6 記載の情報記憶媒体。

2 8 . 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

15 ことを特徴とする情報記憶媒体。

2 9 . フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

20 3 0 . 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

25 3 1 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御

することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理装置。

32. 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

- 5 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理装置。

33. フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

- 10 ことを特徴とする情報記憶装置。

34. 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

- 15 ことを特徴とする情報記憶装置。

35. 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

- 20 ことを特徴とする情報記憶装置。

36. 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

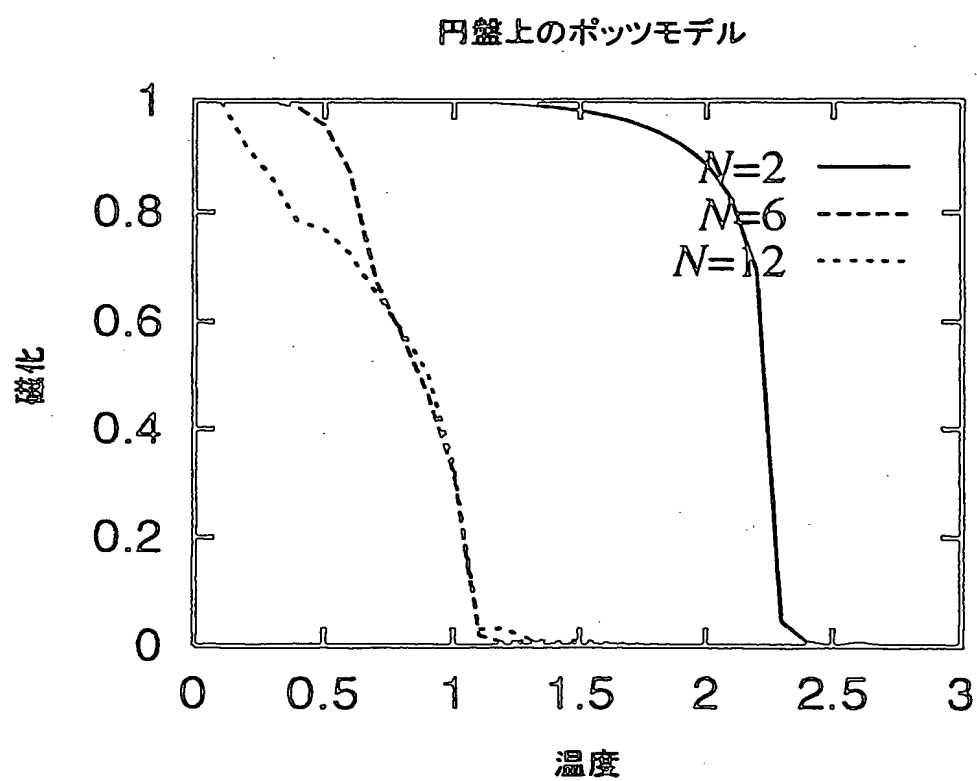
- 25 ことを特徴とする情報記憶装置。

第 1 図

α	D_f
0 . 0	2 . 9 1
0 . 4	2 . 7 9
0 . 8	2 . 5 4
1 . 2	2 . 2 5
1 . 6	2 . 2 1
2 . 0	2 . 1 6

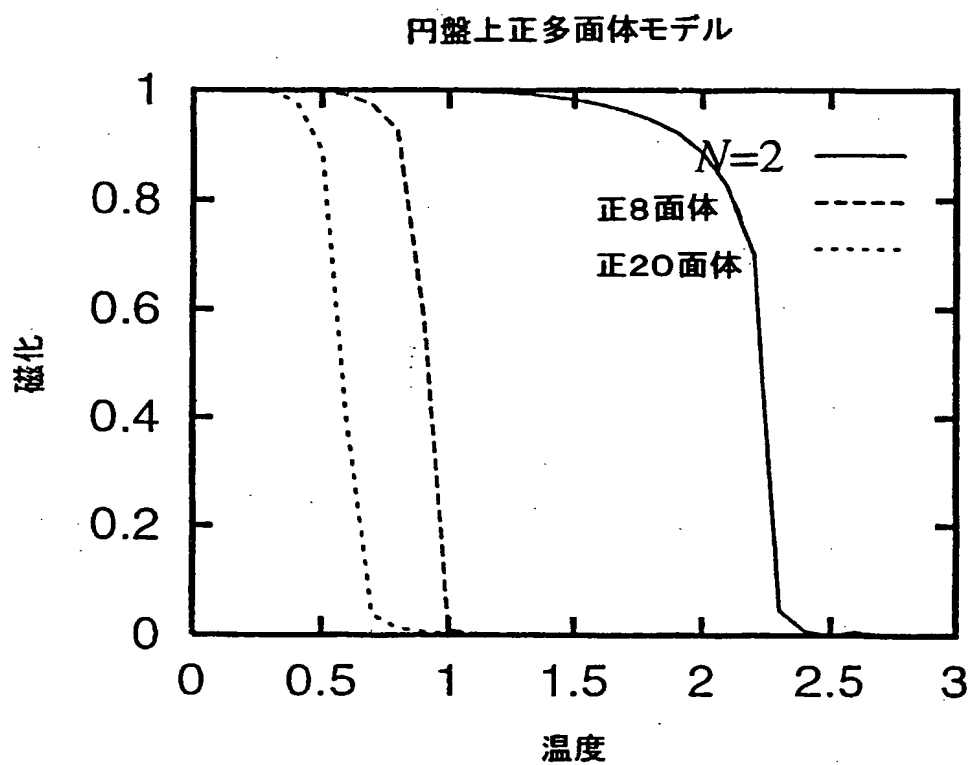
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第2図



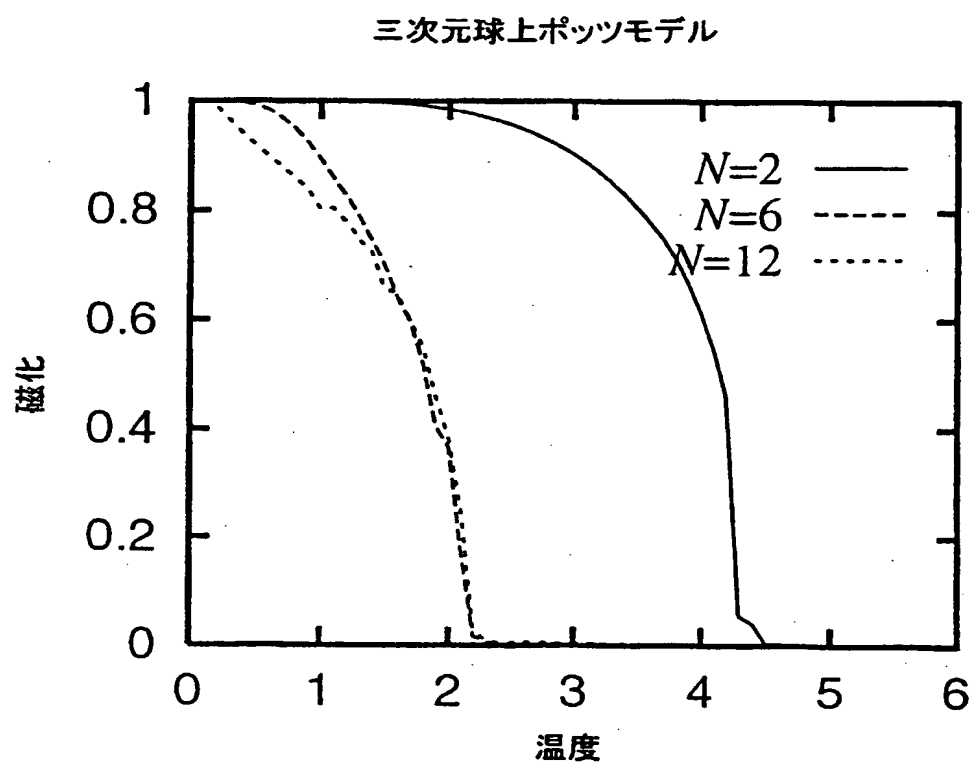
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第3図



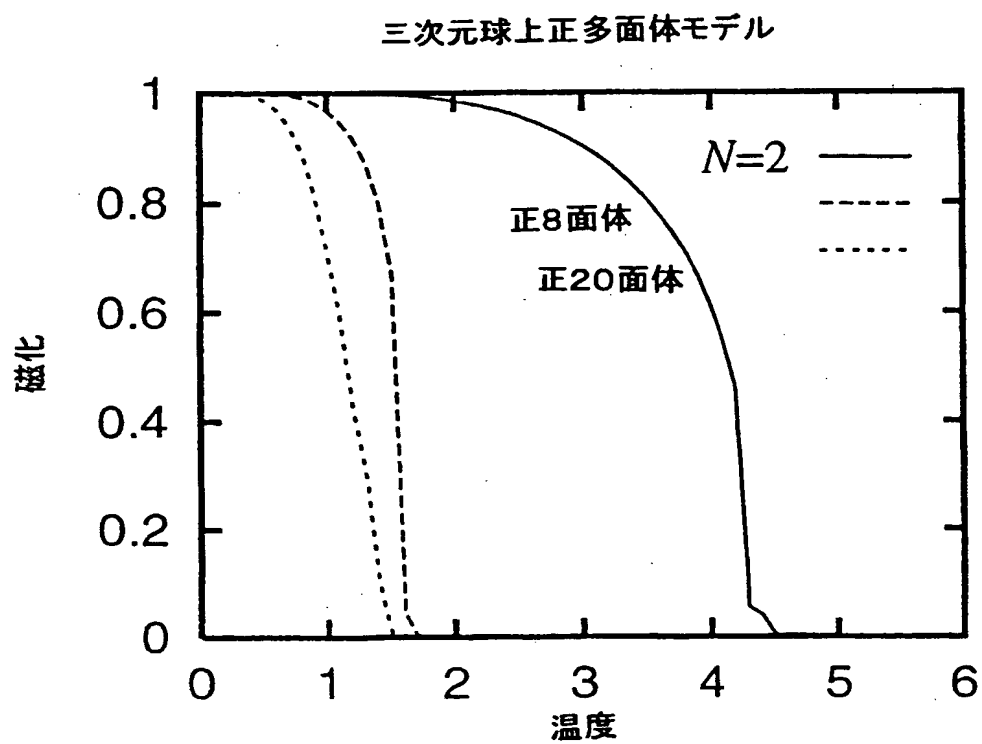
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第4図



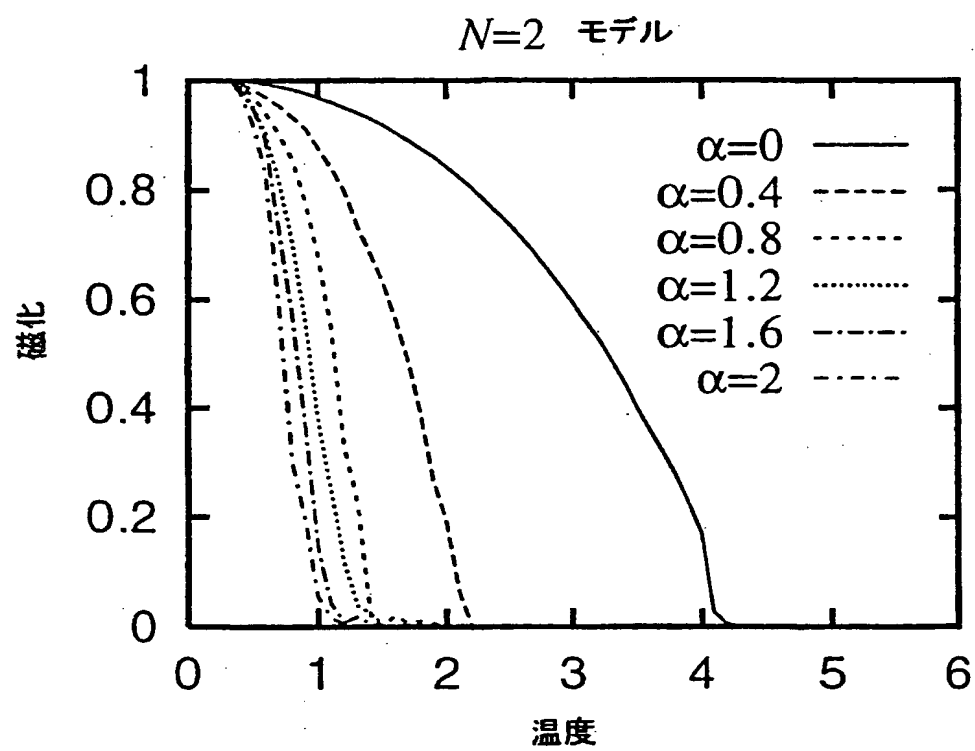
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第5図



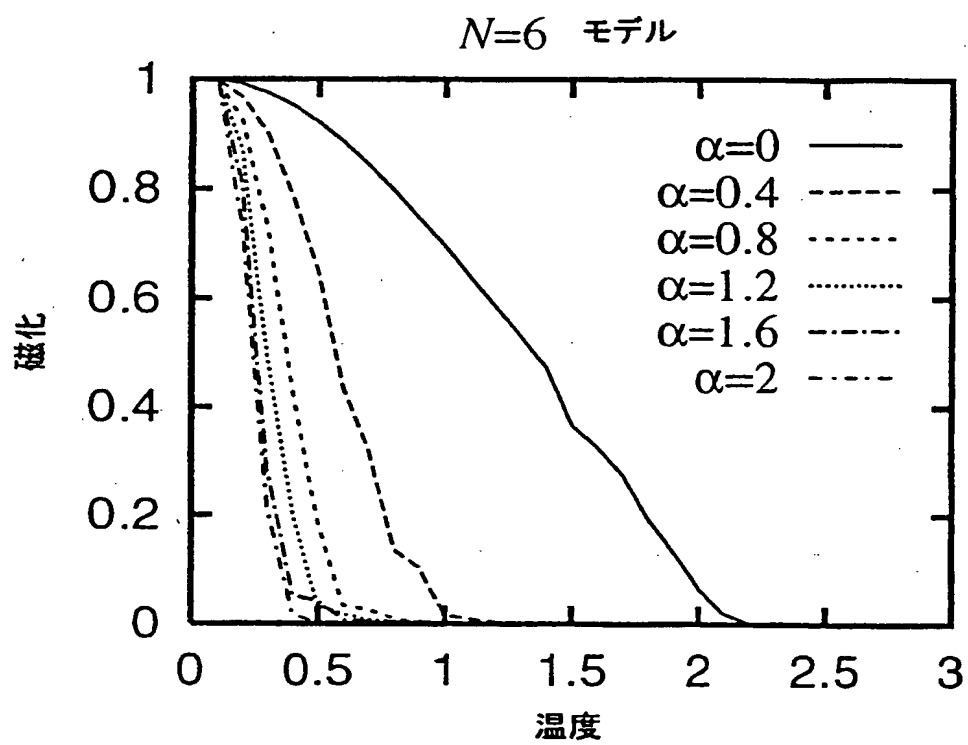
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第6図



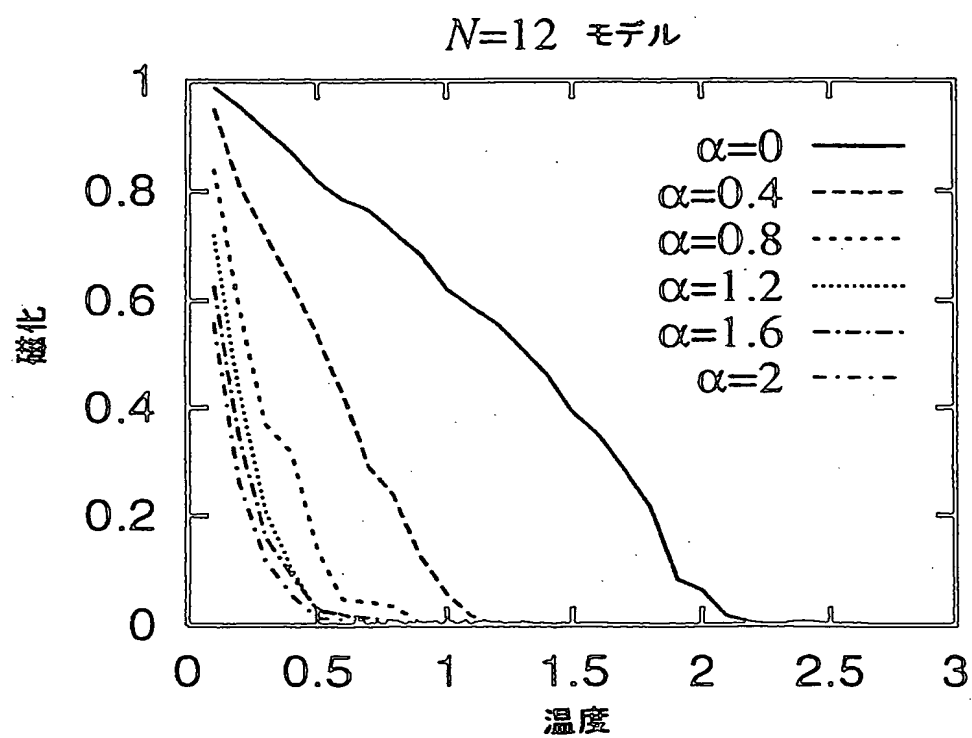
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第7図



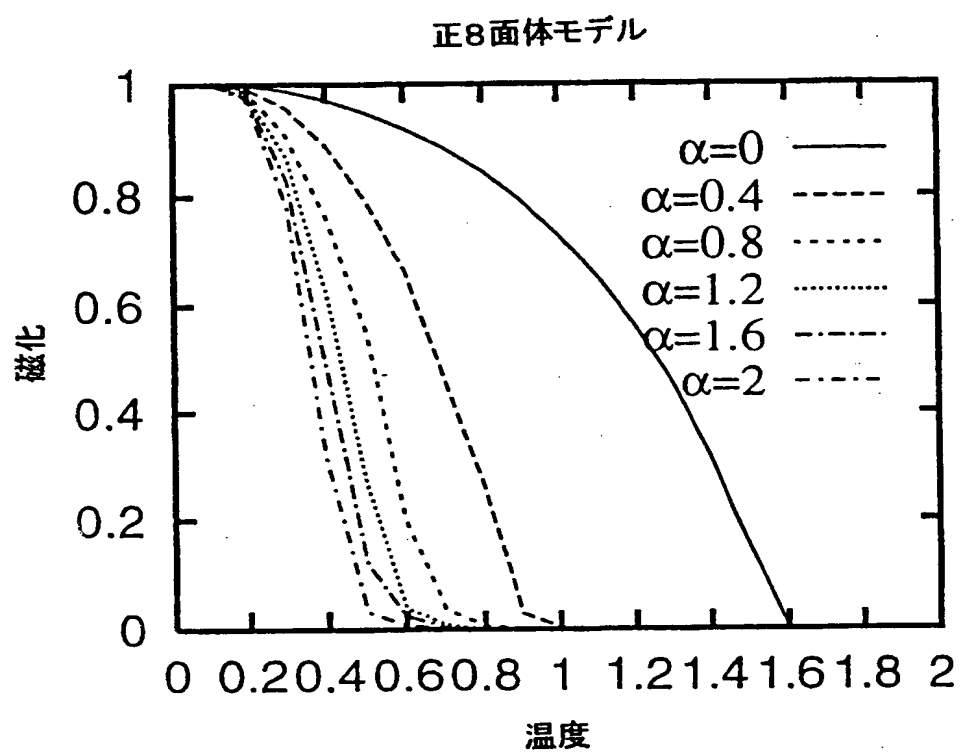
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第8図



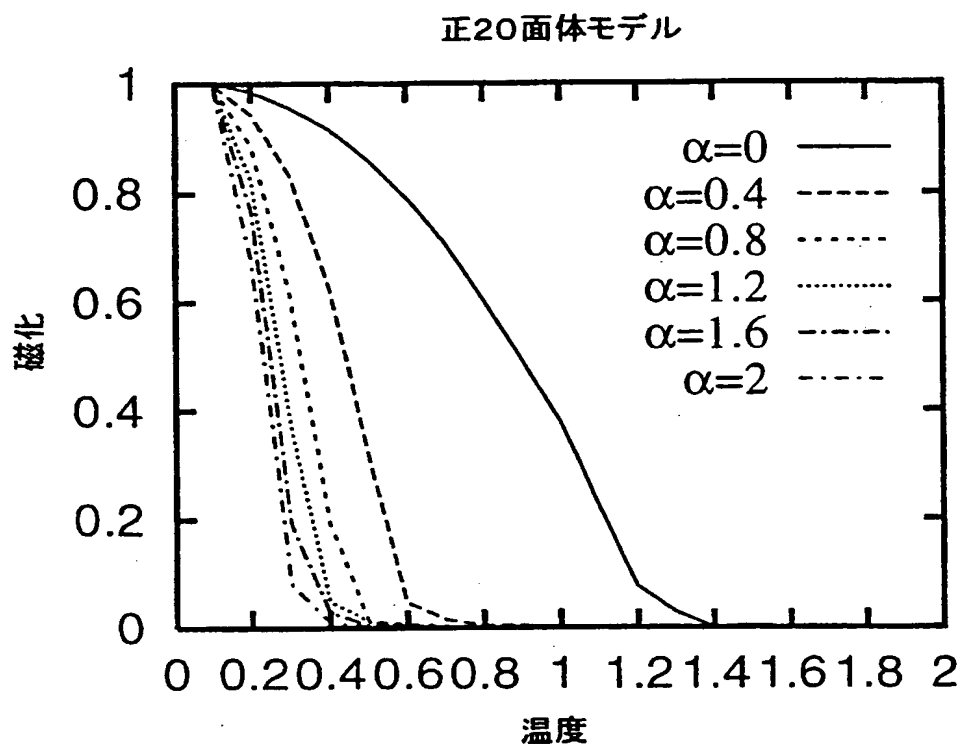
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第9図



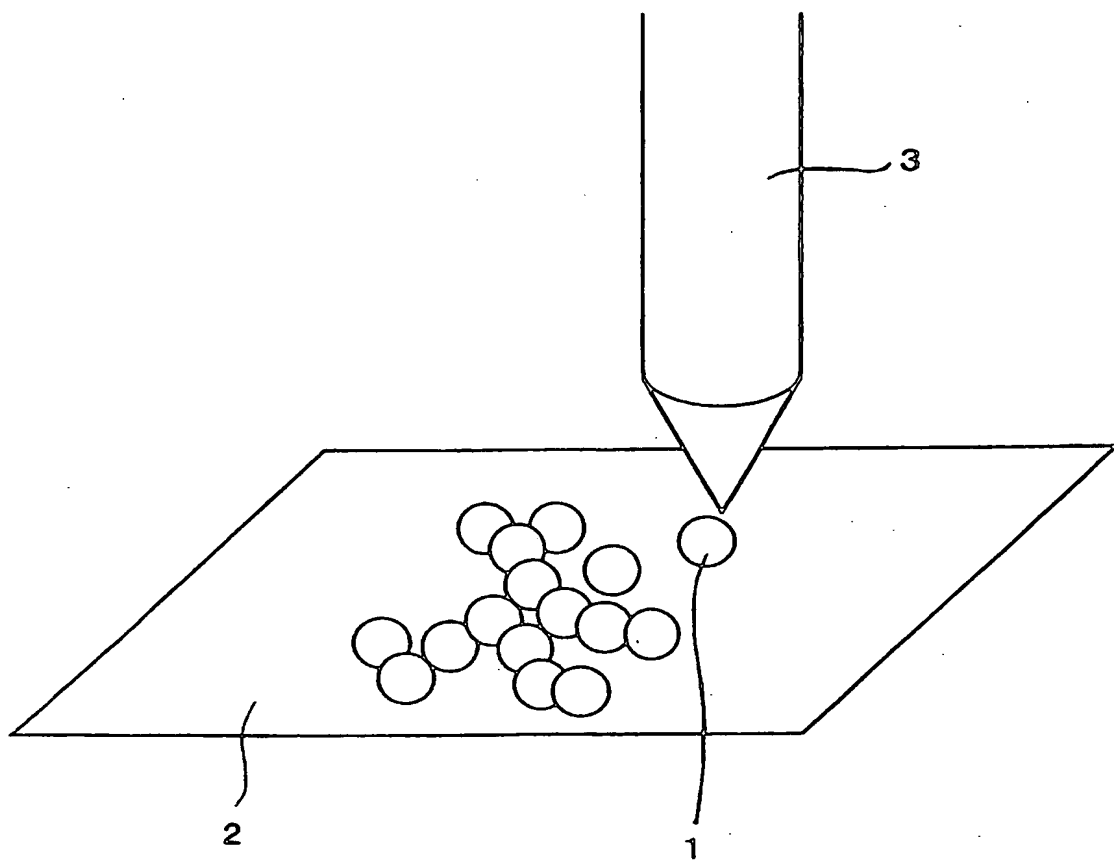
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第10図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

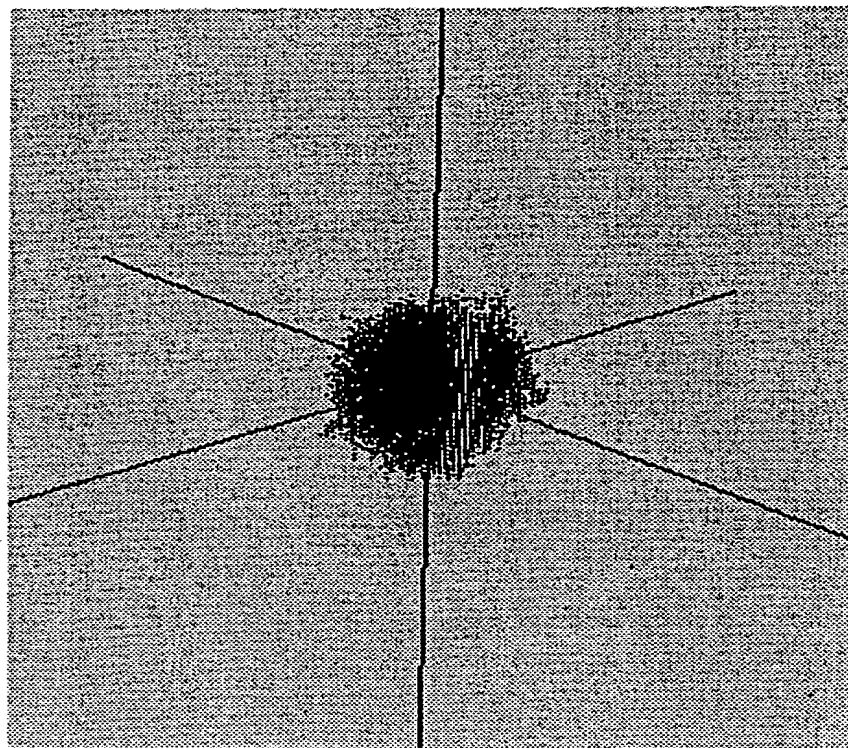
第 1 1 図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 2 図

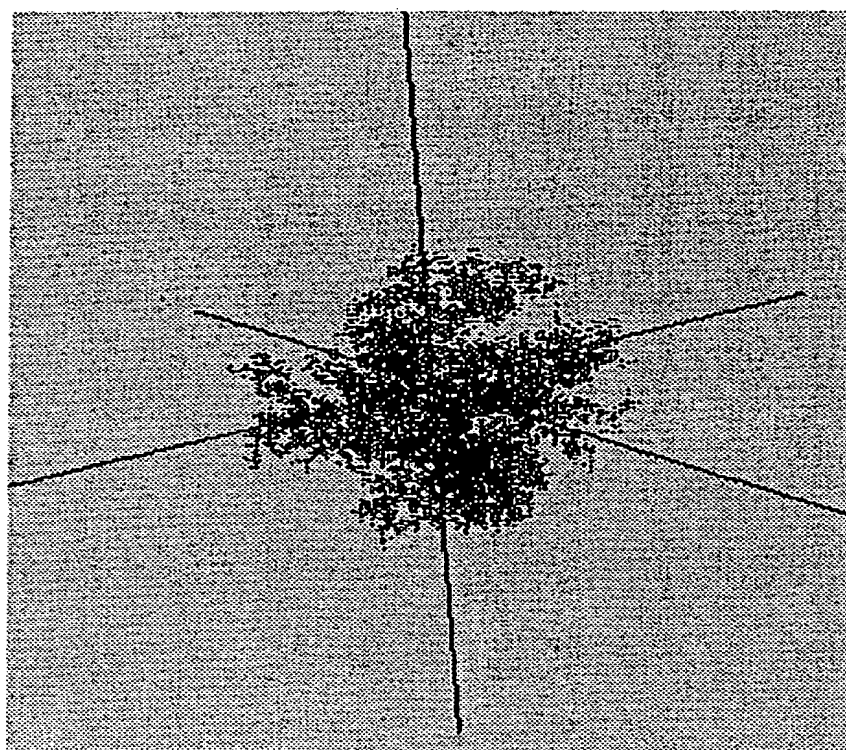
$\alpha = 0, n = 10000$



THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 3 図

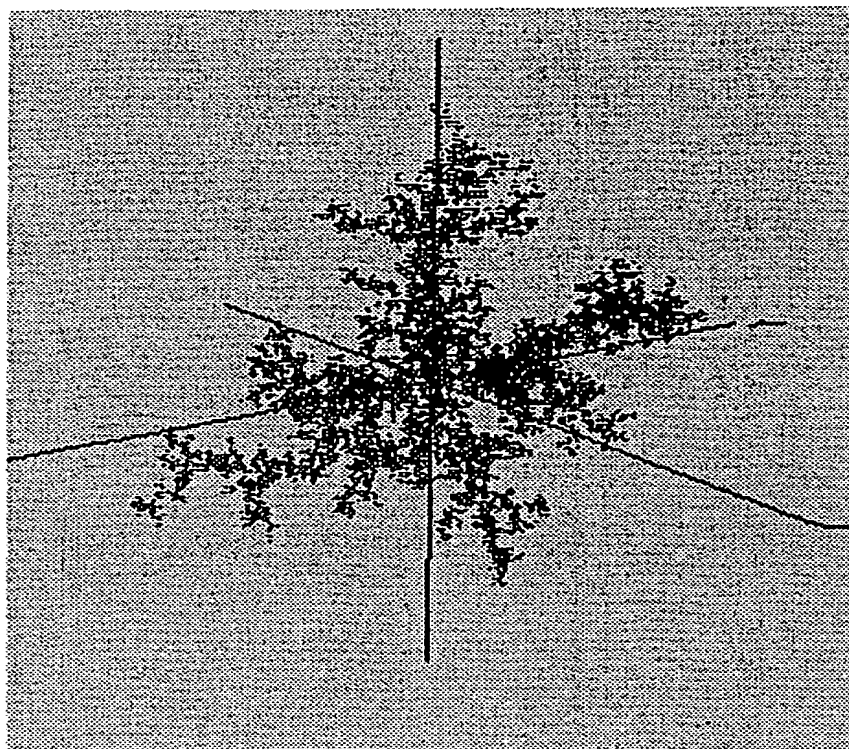
$\alpha = 1, n = 10000$



THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 4 図

$\alpha = 2, n = 10000$



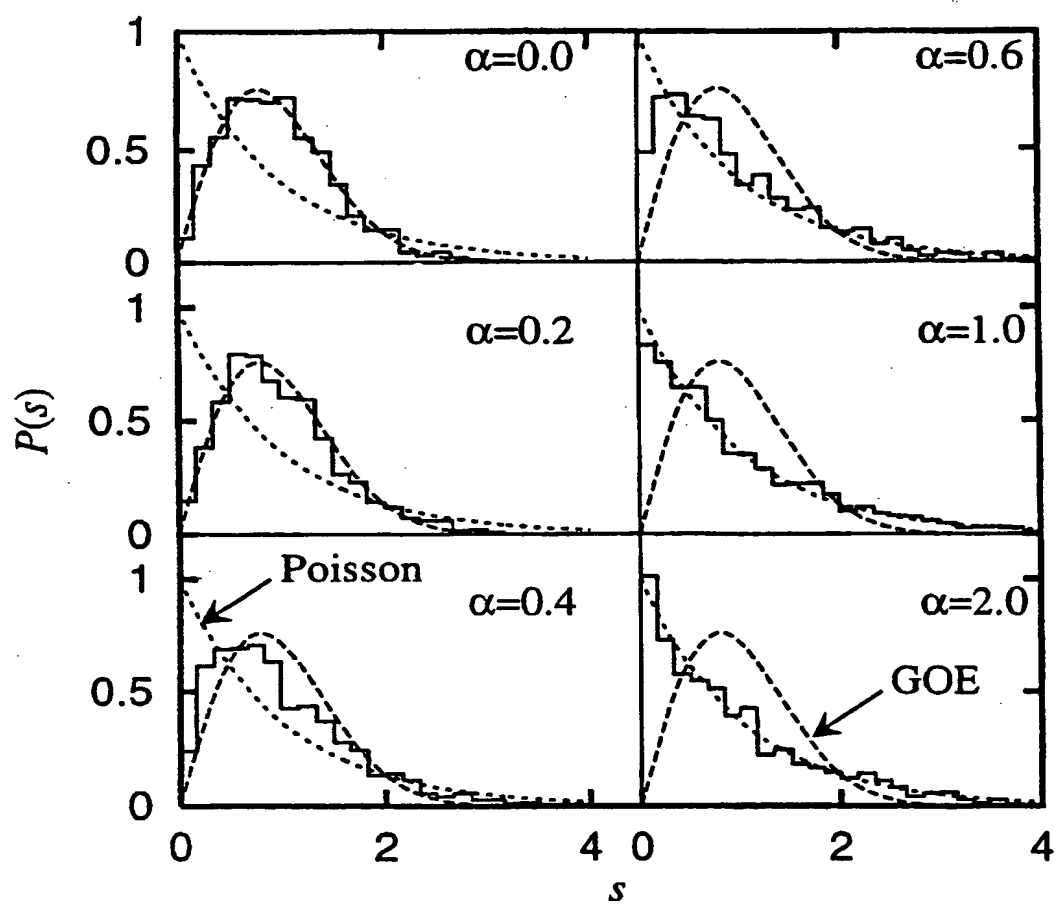
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 5 図

α	D_f
0 . 0	2 . 9 1 0
0 . 2	2 . 8 9 7
0 . 4	2 . 7 9 0
0 . 6	2 . 5 7 7
1 . 0	2 . 4 5 0
2 . 0	2 . 1 6 4

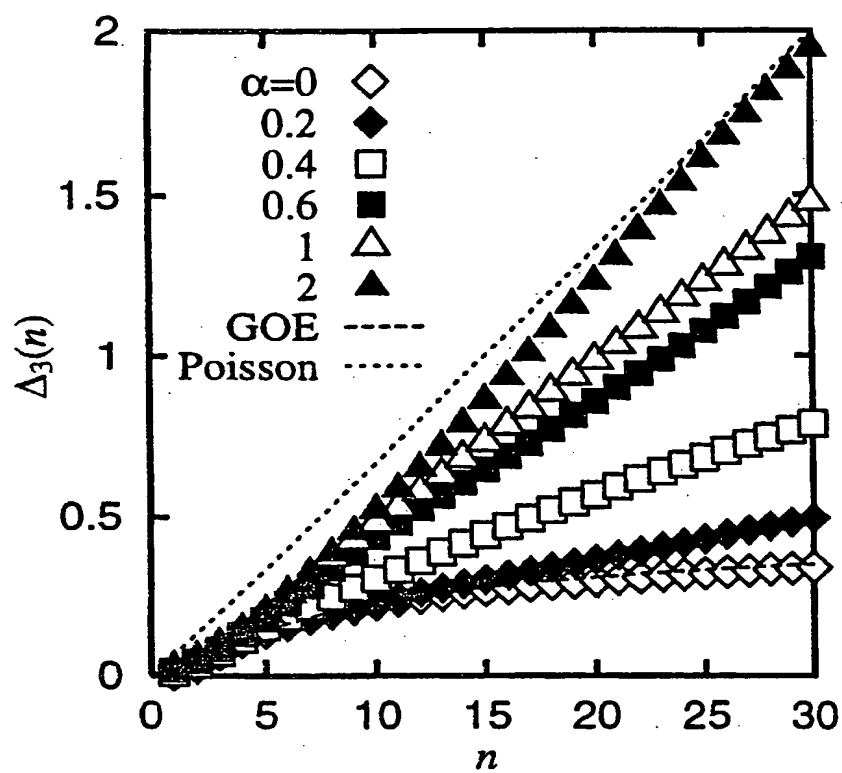
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 6 図



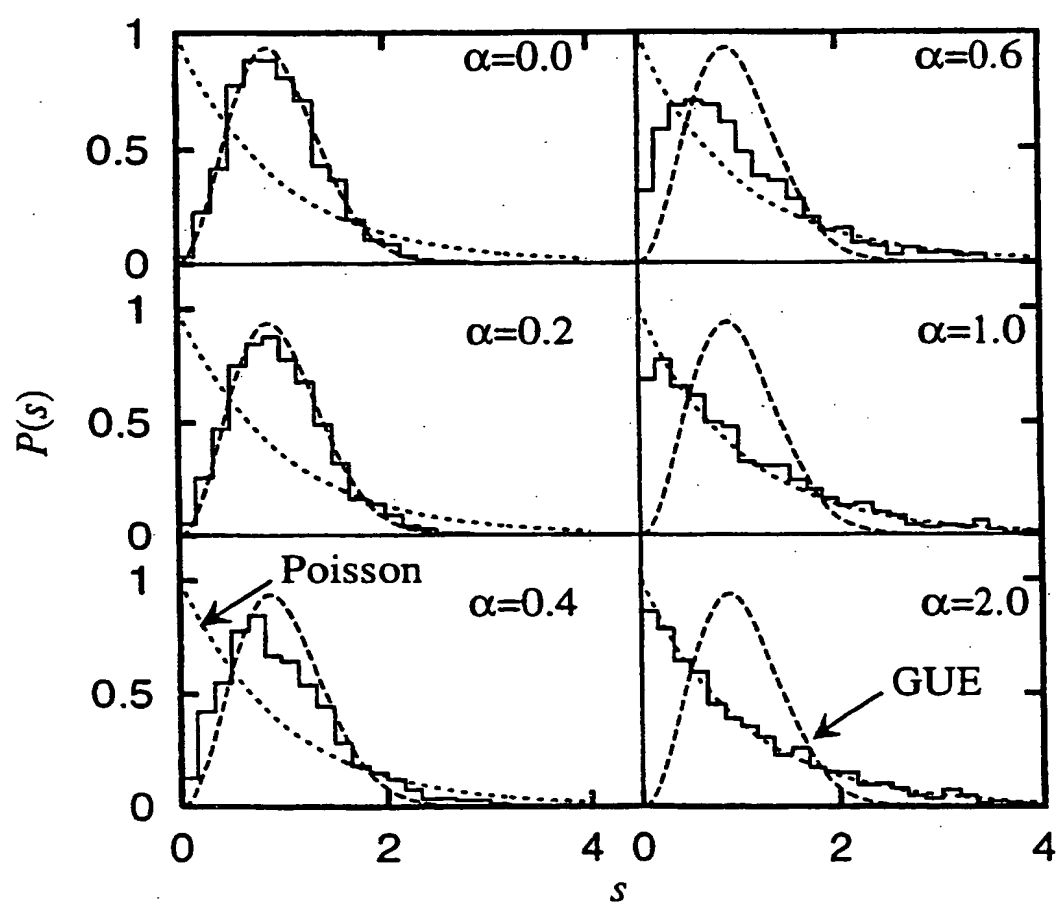
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 7 図



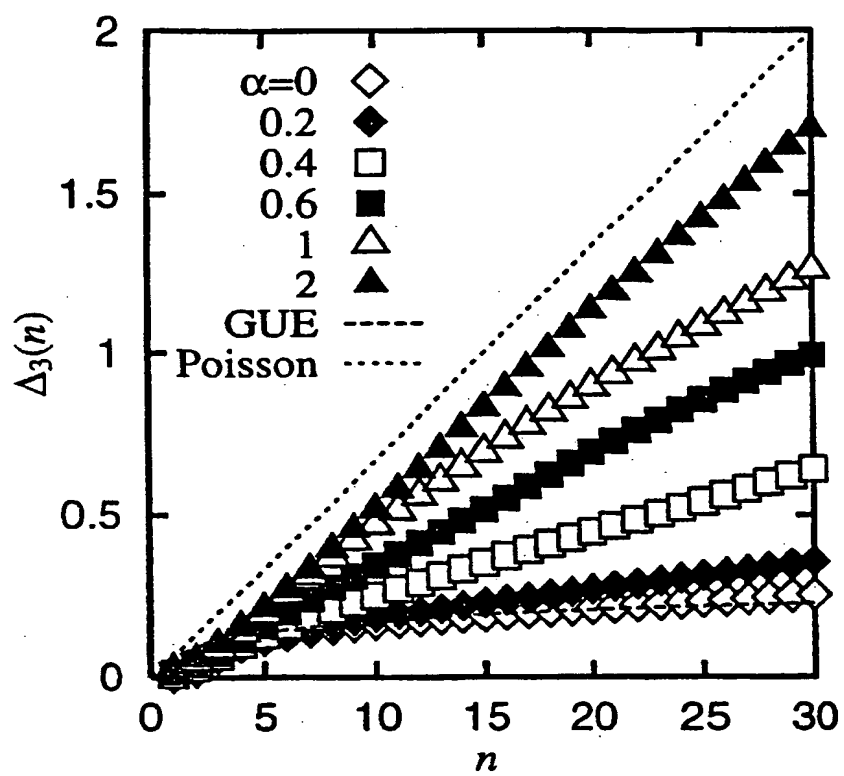
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 8 図



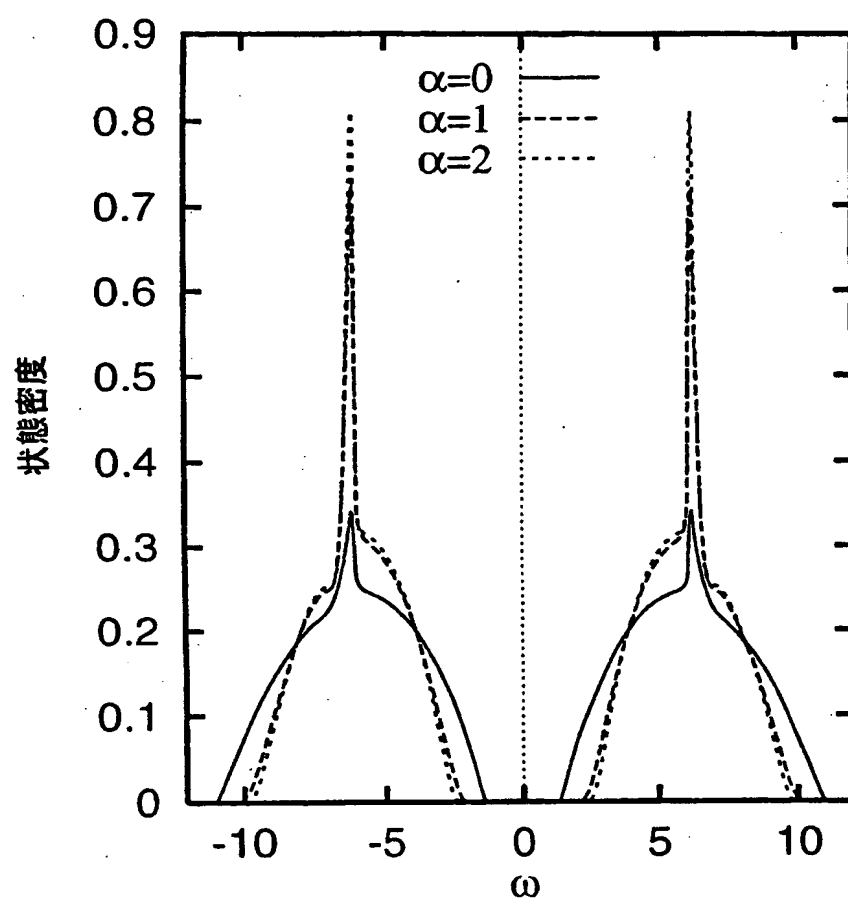
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 9 図



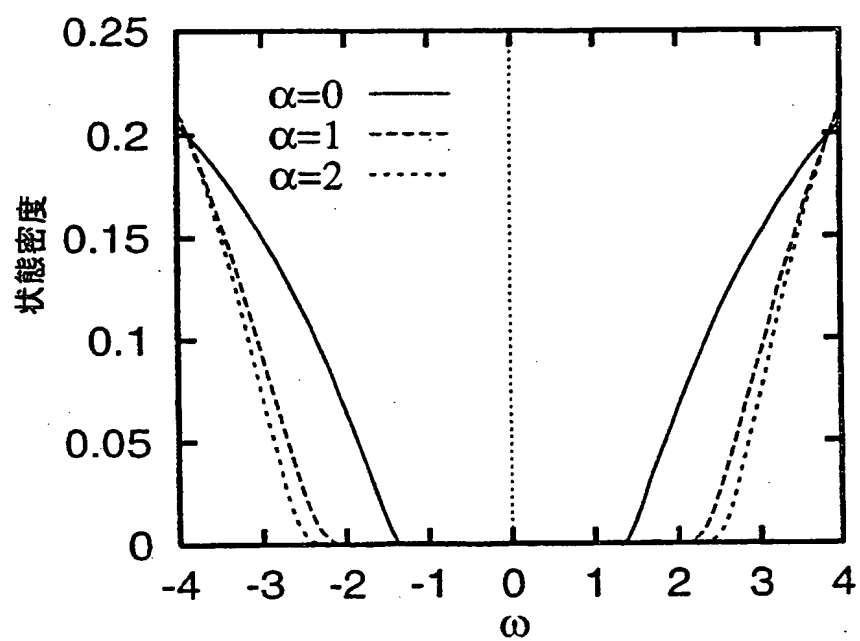
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 20 図



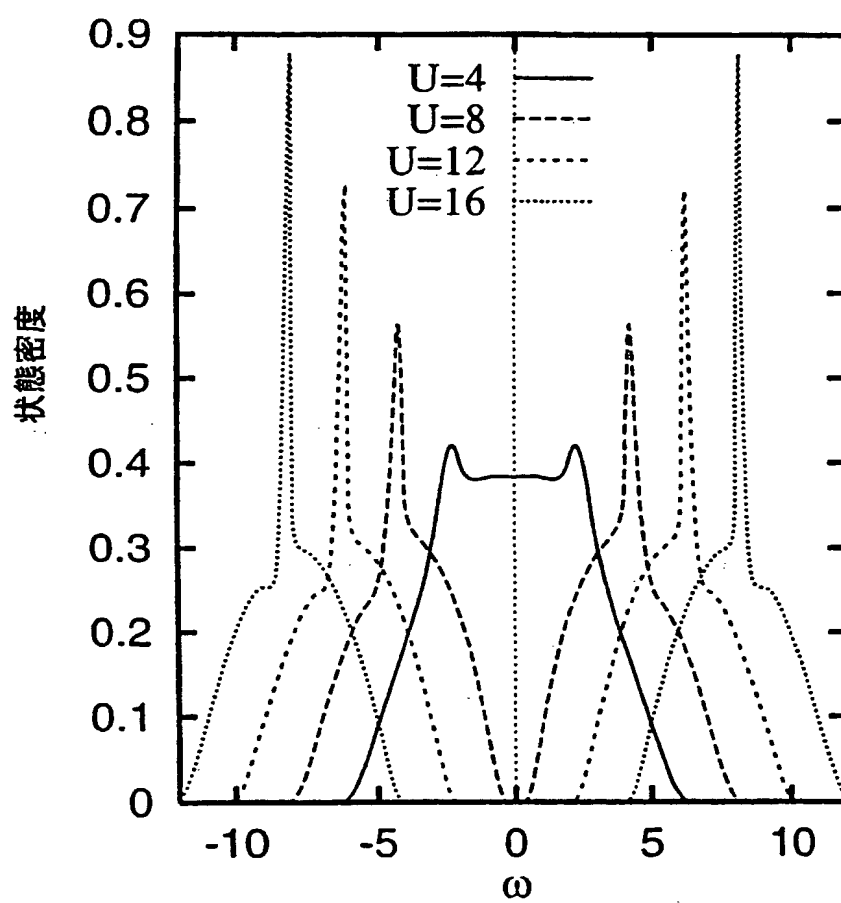
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 1 図



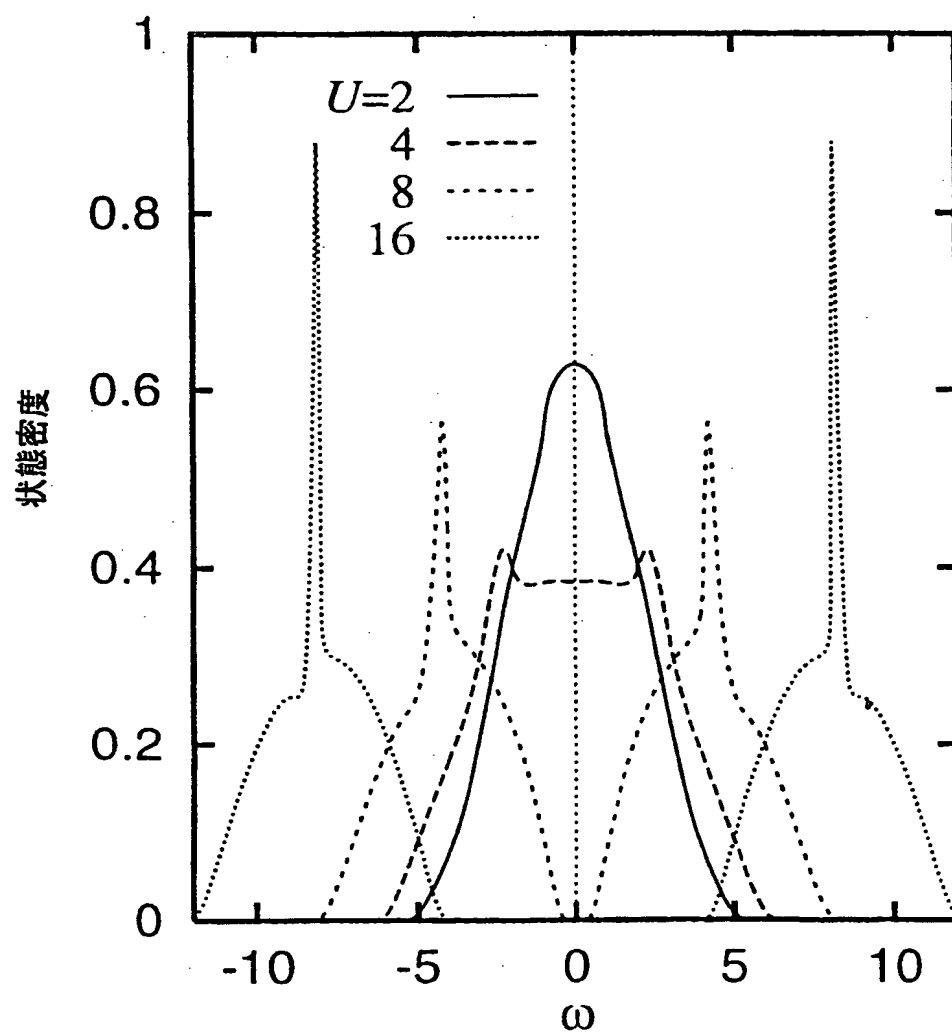
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 2 図



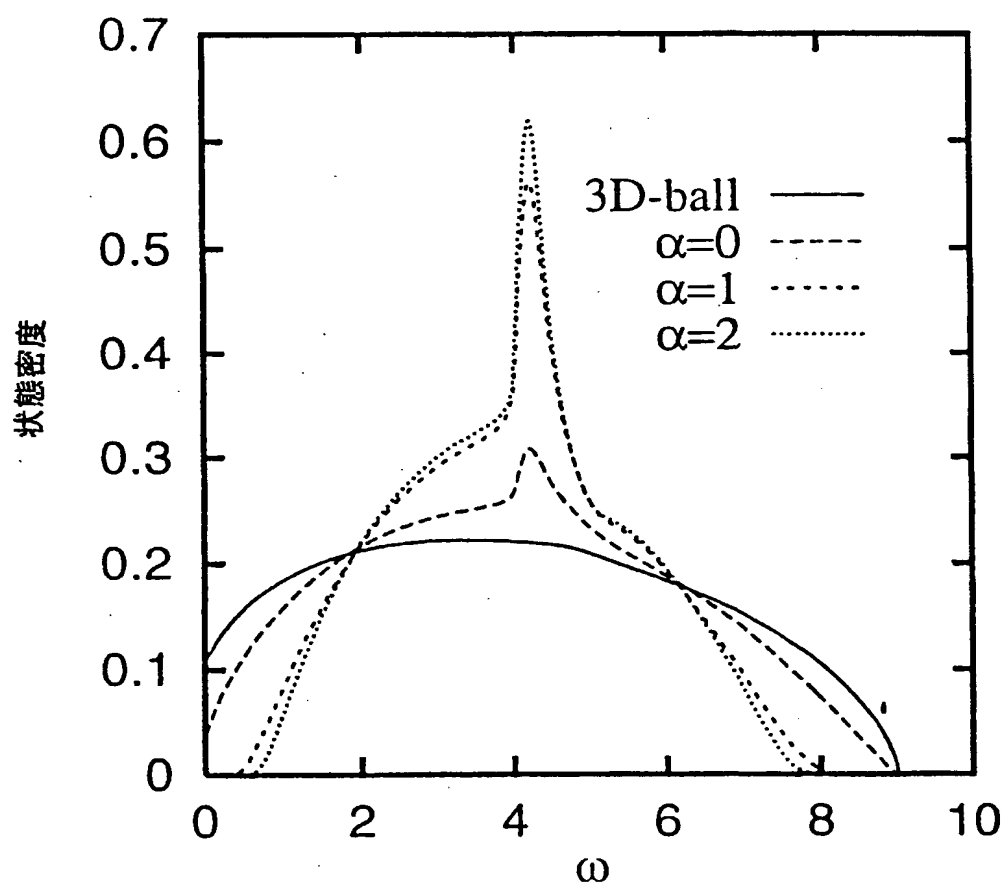
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 3 図



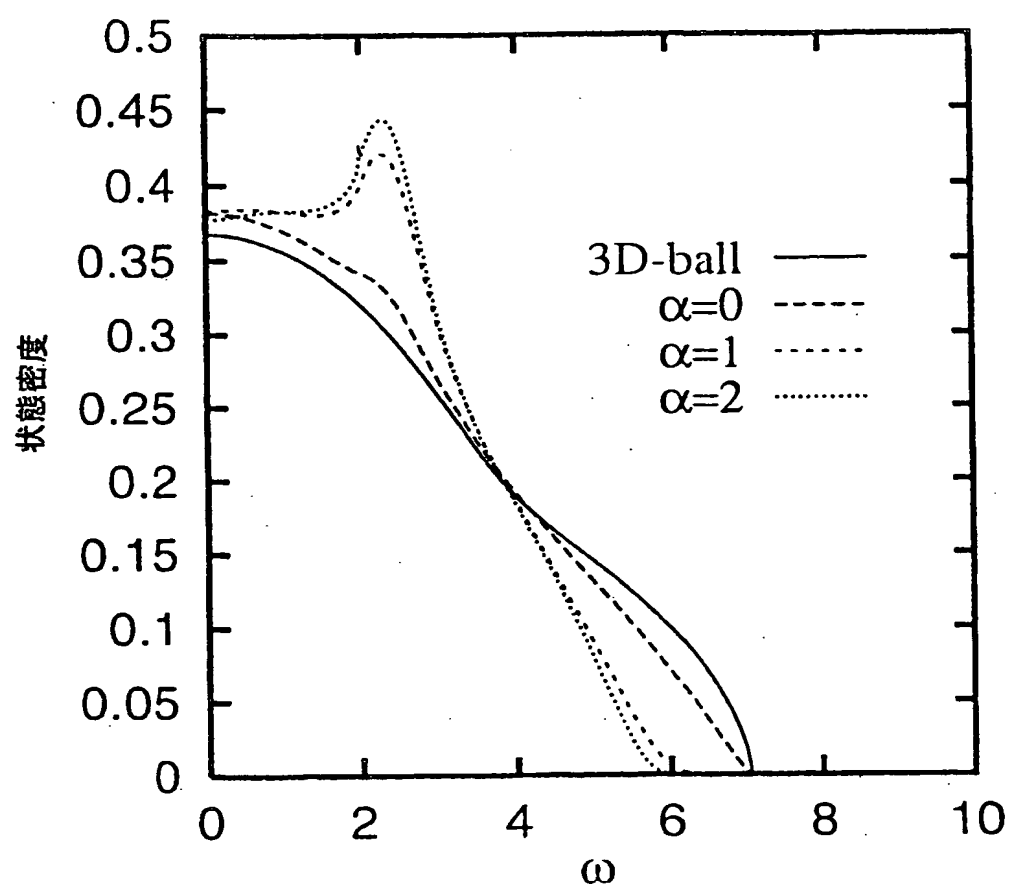
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 4 図



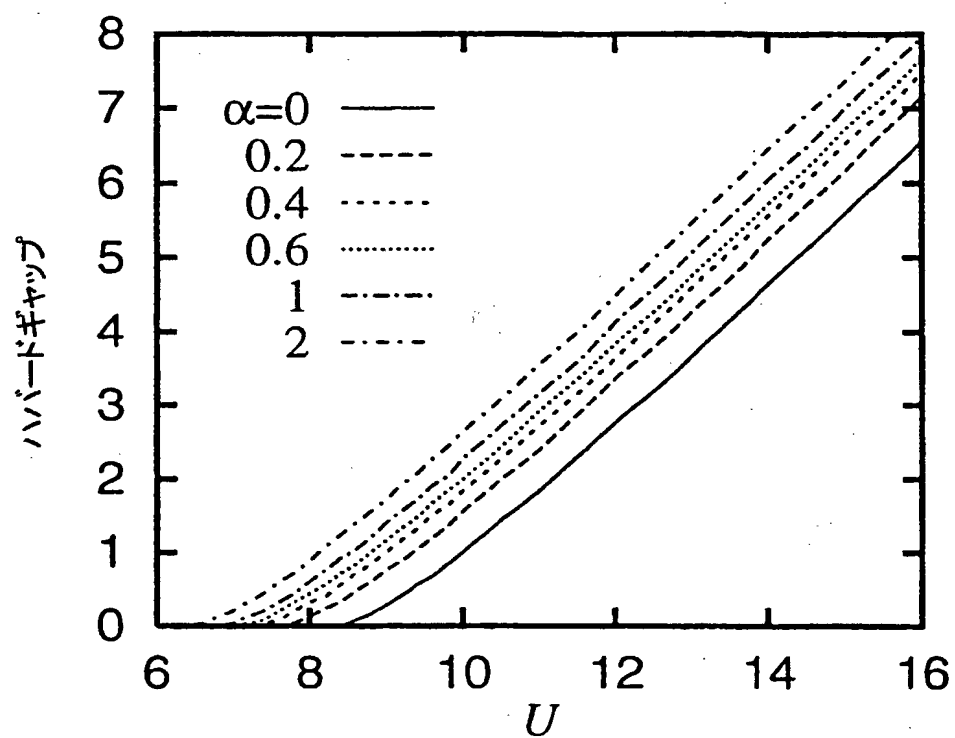
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 5 図



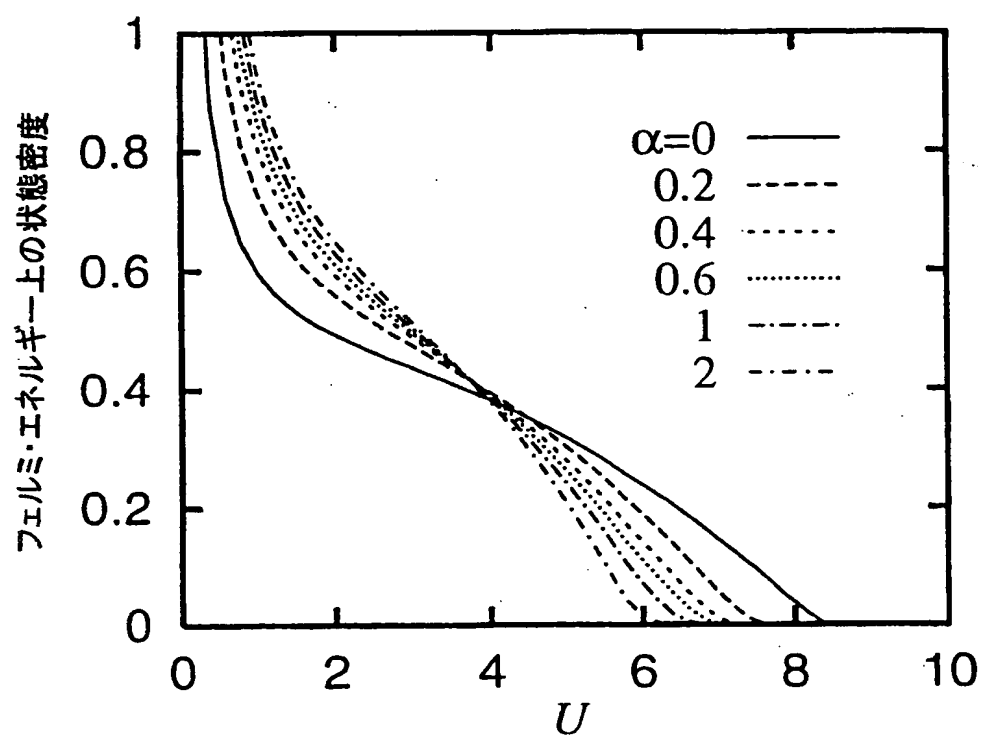
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 6 図



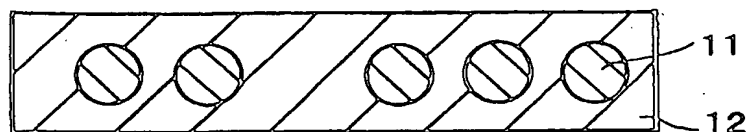
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 7 図

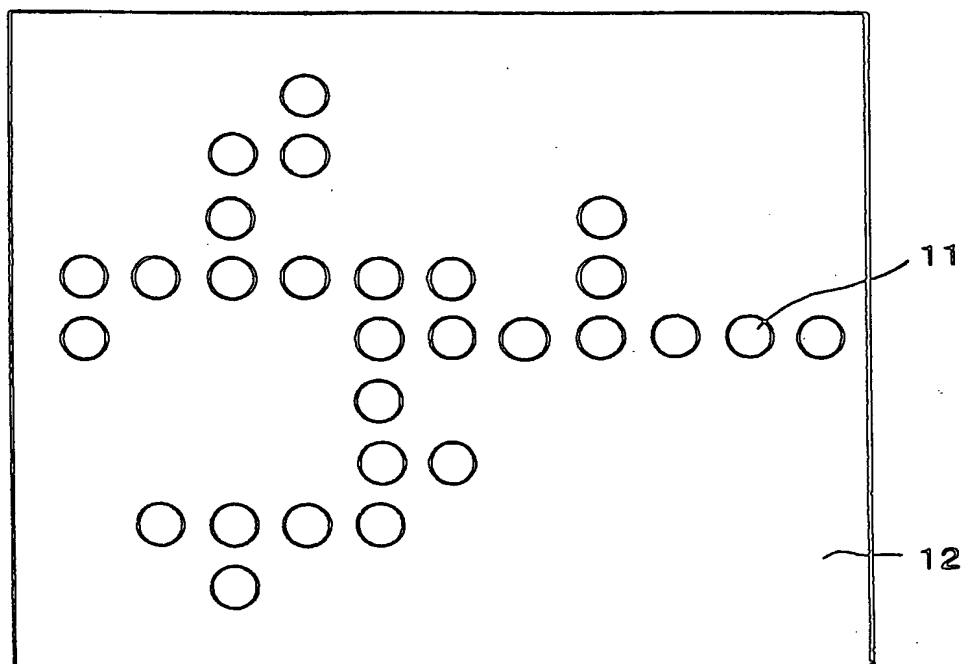


THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 8 図 A



第 2 8 図 B



THIS PAGE BLANK (USPTO)

- 1 強磁性材料の原子
- 2 基板
- 3 針
- 1 1 GaAs 量子ドット
- 1 2 i 型 AlGaAs

THIS PAGE BLANK (USPTO)

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

International application No.

PCT/JP00/07182

A. CLASSIFICATION OF SUBJECT MATTER
Int.Cl⁷ G11C13/00

According to International Patent Classification (IPC) or to both national classification and IPC

B. FIELDS SEARCHED

Minimum documentation searched (classification system followed by classification symbols)

Int.Cl⁷ G11C13/00, H01F1/00, C01G45/00

Documentation searched other than minimum documentation to the extent that such documents are included in the fields searched

Jitsuyo Shinan Koho 1922-1996 Jitsuyo Shinan Toroku Koho 1996-2001

Kokai Jitsuyo Shinan Koho 1971-2001 Toroku Jitsuyo Shinan Koho 1994-2001

Electronic data base consulted during the international search (name of data base and, where practicable, search terms used)

JICST FILE, "fractal*quantum dot" (in Japanese)

WPI, Inspec, "fractal*quantum dot"

C. DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT

Category*	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.
P, Y	UGAJIN, R. et al. Anderson transition driven by running fractal dimentions in a fractal-shaped structure. Physica A. 15 April 2000, Vol.278, No.3-4, pages 312-326	1-36
P, Y	UGAJIN, R. et al. Growth model of coupled-fractal networks. Applied Physics Letters. 20 March 2000, Vol.76, No.12, pages 1624-1626	1-36

☐ Further documents are listed in the continuation of Box C.☐ See patent family annex.

* Special categories of cited documents:

"A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance

"E" earlier document but published on or after the international filing date

"L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified)

"O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means

"P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed

"T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention

"X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone

"Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art

"&" document member of the same patent family

Date of the actual completion of the international search
15 January, 2001 (15.01.01)Date of mailing of the international search report
23 January, 2001 (23.01.01)Name and mailing address of the ISA/
Japanese Patent Office

Authorized officer

Facsimile No.

Telephone No.

THIS PAGE BLANK (USPTO)

国際調査報告

国際出願番号 PCT/JPO0/07182

A. 発明の属する分野の分類 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ G11C13/00

B. 調査を行った分野

調査を行った最小限資料 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ G11C13/00, H01F1/00, C01G45/00

最小限資料以外の資料で調査を行った分野に含まれるもの

日本国実用新案公報 1922-1996年
日本国公開実用新案公報 1971-2001年
日本国実用新案登録公報 1996-2001年
日本国登録実用新案公報 1994-2001年

国際調査で使用した電子データベース (データベースの名称、調査に使用した用語)

JICST 科学技術文献ファイル, 「フラクタル*量子ドット」
WPI, Inspec, 「fractal*quantum dot」

C. 関連すると認められる文献

引用文献の カテゴリー*	引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示	関連する 請求の範囲の番号
P, Y	UGAJIN, R. et al. Anderson transition driven by running fractal dimentions in a fractal-shaped structure. Physica A. 15 April 2000, Vol. 278, No. 3-4, pages 312-326	1-36
P, Y	UGAJIN, R. et al. Growth model of coupled-fractal networks. Applied Physics Letters. 20 March 2000, Vol. 76, No. 12, pages 1624-1626	1-36

☐ C欄の続きにも文献が列挙されている。☐ パテントファミリーに関する別紙を参照。

* 引用文献のカテゴリー

「A」 特に関連のある文献ではなく、一般的技術水準を示すもの
「E」 国際出願日前の出願または特許であるが、国際出願日以後に公表されたもの
「L」 優先権主張に疑義を提起する文献又は他の文献の発行日若しくは他の特別な理由を確立するために引用する文献 (理由を付す)
「O」 口頭による開示、使用、展示等に言及する文献
「P」 国際出願日前で、かつ優先権の主張の基礎となる出願

の日の後に公表された文献

「T」 国際出願日又は優先日後に公表された文献であって出願と矛盾するものではなく、発明の原理又は理論の理解のために引用するもの
「X」 特に関連のある文献であって、当該文献のみで発明の新規性又は進歩性がないと考えられるもの
「Y」 特に関連のある文献であって、当該文献と他の1以上の文献との、当業者にとって自明である組合せによって進歩性がないと考えられるもの
「&」 同一パテントファミリー文献

国際調査を完了した日

15.01.01

国際調査報告の発送日

23.01.01

国際調査機関の名称及びあて先

日本国特許庁 (ISA/J P)
郵便番号 100-8915
東京都千代田区霞が関三丁目4番3号

特許庁審査官 (権限のある職員)

石井 茂和



5M

8837

電話番号 03-3581-1101 内線 6438

THIS PAGE BLANK (USPTO)

- 1 強磁性材料の原子
- 2 基板
- 3 針
- 1 1 GaAs 量子ドット
- 1 2 i 型 AlGaAs

THIS PAGE BLANK (USPTO)